

УДК 621.382.011.222

Температурные зависимости токопрохождения в диодах Шоттки при больших обратных напряжениях

Р. К. Мамедов

Бакинский государственный университет, г. Баку, Республика Азербайджан

Исследовано токопрохождение в Ni—nSi-диодах Шоттки с диаметрами (10—1000 мкм) в интервале температур 141—387 К при больших обратных напряжениях. Установлено, что при относительно больших напряжениях, приблизительно в 10 раз меньше истинного напряжения лавинного пробоя, обратный ток состоит в основном лишь из периферийных токов, и с ростом напряжения он начинает экспоненциально возрастать. Определены особенности температурной зависимости высоты барьера, контактного сопротивления, безразмерного коэффициента, ширины и площади активной поверхности и других параметров по периферии диодов Шоттки (ДШ).

Одной из характерных особенностей реальных диодов Шоттки, широко использованных в современных электронных устройствах, является отсутствие насыщения обратных токов при низких напряжениях и их сильное возрастание при относительно больших напряжениях, значительно меньшее истинного напряжения лавинного пробоя [1, 2]. Отсутствие насыщения обратных токов ДШ в некоторых работах [3, 4] объясняется наличием промежуточного тонкого диэлектрического слоя на границе раздела и снижением высоты потенциального барьера согласно нормальному эффекту Шоттки. Однако отсутст-

вие насыщения обратного тока наблюдается также в ДШ, изготовленных на основе контакта силицидов с кремнием [5], на границе раздела которых полностью отсутствует тонкий диэлектрический слой. Медленное возрастание обратного тока реальных ДШ при низких напряжениях обычно становится намного сильнее, чем это следует из нормального эффекта Шоттки. Кроме того, с уменьшением геометрических размеров ДШ, изготовленных в единых конструктивно-технологических условиях, ненасыщение обратных токов при низких напряжениях становится более заметным [6]. Установлено, что сильное

возрастание обратных токов реальных ДШ при относительно больших напряжениях в основном обусловлено физическими процессами, происходящими в периферийной области выпрямляющего контакта, и разработаны различные более сложные конструкции ДШ, где периферийные эффекты устраняются [7, 8]. Таким образом, исследование особенности токопрохождения в ДШ при относительно больших обратных напряжениях, где обратные токи ДШ сильно возрастают, т. е. происходит "преждевременный пробой", представляет определенный интерес.

В наших предыдущих работах представлены результаты экспериментальных исследований температурных зависимостей токопрохождения в обоих направлениях в Ni—*n*Si ДШ в трех случаях: при наличии влияния краевых эффектов, при отсутствии влияния краевых эффектов и при протекании тока лишь по периферии контакта. В данной работе представлены результаты аналогичных исследований токопрохождения в Ni—*n*Si ДШ при больших обратных напряжениях, необходимых для получения полной информации о токопрохождении в реальных ДШ при возможных широких интервалах напряжения.

Методика эксперимента

Исследованы ДШ с различными геометрическими размерами, изготовленными в одинаковых технологических условиях.

Структуры ДШ на основе контакта никеля с кремнием *n*-типа изготавливались методом стандартной фотолитографии. На планарной поверхности с кристаллографической ориентацией (111) кремниевой пластины с удельным сопротивлением 1 Ом·см выращивался тонкий диэлектрический слой SiO₂ с толщиной порядка 0,3 мкм. В слое SiO₂ вскрывались окна с диаметрами 10, 40, 100, 200, 500 и 1000 мкм. Пленки никеля толщиной 0,5 мкм получены термическим испарением в вакууме 10⁻⁴ Па на поверхности Si, на окнах SiO₂. Пленки металла Ni имели достаточно большую площадь, перекрывающую диэлектрический слой SiO₂ по периферии окон, для предотвращения искривления приповерхностного обедненного слоя полупроводника по периферии контакта. Омический контакт создан нанесением пленки алюминия на обратной сильнолегированной поверхности кремниевых пластинок.

Эффективные периферийные контактные площади S_L ДШ с различными диаметрами, через которые протекают соответствующие токи I_{LS} , определялись формулой [6]

$$S_L = S_0 I_{LS} / I_{LSO},$$

где I_{LSO} — периферийные токи, ДШ с диаметром 10 мкм;

S_0 — геометрическая площадь, равная эффективной площади контакта ДШ с диаметром 10 мкм.

Высота потенциального барьера, безразмерный коэффициент, контактное сопротивление, постоянная Ричардсона ДШ определялись из прямолинейных участков в полулогарифмическом масштабе обратных ветвей статических ВАХ в интервале температур 141—387 К, с использованием параметров I_{LS} и S_L .

Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1, *a* представлены обратные ветви ВАХ ДШ с различными диаметрами в широком интервале напряжения при комнатной температуре. Видно, что они изображаются двумя специфическими участками: первый, начальный, участок охватывает интервал напряжения U от 0 до ~5 В, а последующий, второй, участок охватывает интервал от ~5 В и выше до напряжения пробоя. С ростом U ток первого участка I_{R1} медленно увеличивается, и эта зависимость ослабевает с увеличением диаметра (d) ДШ. Между I_{R1} и U не наблюдается определенной корреляции. Однако между током второго участка I_{R2} и U существует экспоненциальная зависимость, т. е. с ростом U ток I_{R2} экспоненциально увеличивается. Для ДШ с относительно маленькими d между двумя характерными участками наблюдается и переходный участок. Изучение зависимости обратного тока I_R ДШ от d контакта показало, что эти зависимости изображаются прямыми линиями (см. рис. 1, *б*), и тангенс угла наклона этих прямых при низких напряжениях имеет значения, близкие к 2, а при достаточно больших напряжениях, соответствующих второй части ВАХ, становится равным ~1. Это означает, что вторая часть ВАХ ДШ состоит лишь из токов, протекающих по периферии контакта.

Особенности температурной зависимости второго участка обратной ветви ВАХ ДШ дополняют результаты аналогичных исследований первого участка обратной ветви ВАХ, изложенные в наших предыдущих статьях. Типичные температурные зависимости обратных ветвей ВАХ ДШ с диаметрами 10, 100 и 1000 мкм в интервале температур 185—387 К представлены на рис. 2, *a*, *б* и *в*. Видно, что прямолинейность второго участка обратных ветвей ВАХ ДШ с различными диаметрами сохраняется в широком интервале температуры.

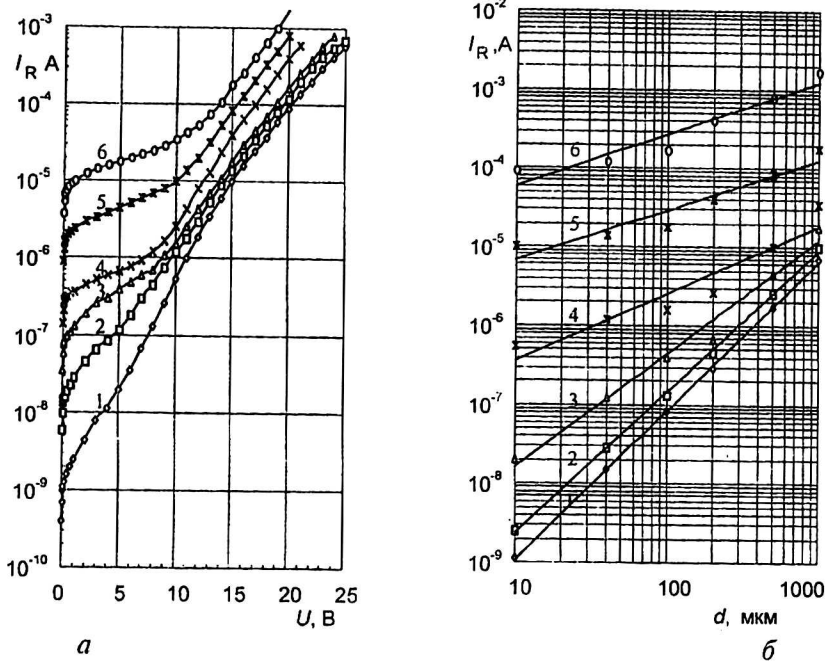


Рис. 1. Обратные ветви ВАХ в Ni-nSi ДШ с различными диаметрами d (мкм) (а): 1 — 10; 2 — 40; 3 — 100; 4 — 200; 5 — 500; 6 — 1000; зависимости токов насыщения прямых участков обратных ветвей ВАХ от диаметра Ni-nSi ДШ с тангенсом угла наклона (б): 1 — 1,94; 2 — 1,89; 3 — 1,65; 4 — 1,34; 5 — 1,00; 6 — 1,00, при напряжениях U (В): 1 — 0,1; 2 — 1; 3 — 5; 4 — 10; 5 — 15; 6 — 20

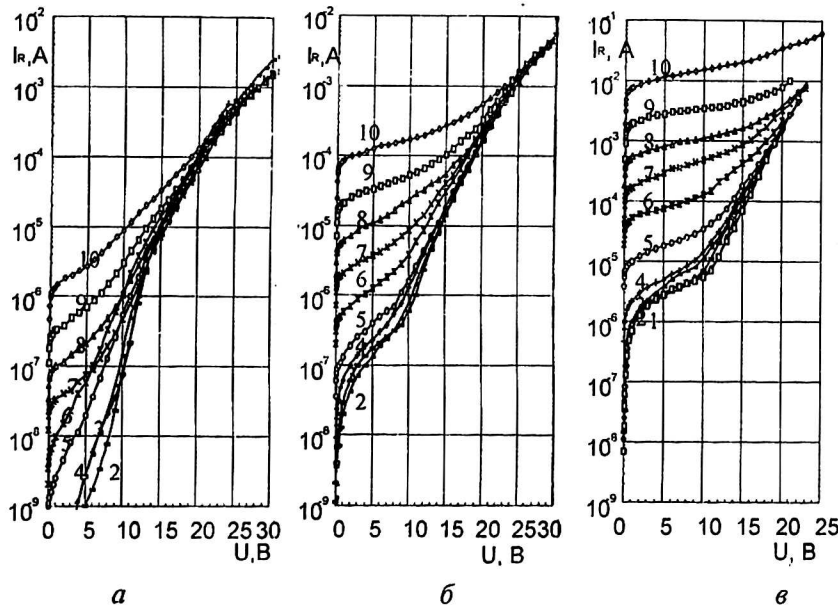


Рис. 2. Обратные ветви ВАХ Ni-nSi ДШ с диаметром 10 мкм (а); 100 мкм (б) и 1000 мкм (в), при температурах T (К): 1 — 141; 2 — 222; 3 — 247; 4 — 267; 5 — 292; 6 — 311; 7 — 329; 8 — 345; 9 — 363; 10 — 387

Переходный участок между первым и вторым участками ВАХ становится более заметным как с уменьшением диаметра контакта, так и со снижением температуры. Путем экстраполяции прямых линий к оси ординат были определены токи I_{L20} при $U = 0$ и построены зависимости I_{L20}/T^2 от $1/T$, которые представлены на рис. 3,

а для ДШ с диаметрами 10 мкм (1, 1'), 100 мкм (2, 2') и 1000 мкм (3, 3'). Видно, что эти зависимости аналогично прямой ветви ВАХ в ограниченных интервалах температур изображаются прямыми линиями. Значит, второй участок (I_{L2}) обратной ветви ВАХ ДШ описывается теорией термоэлектронной эмиссии.

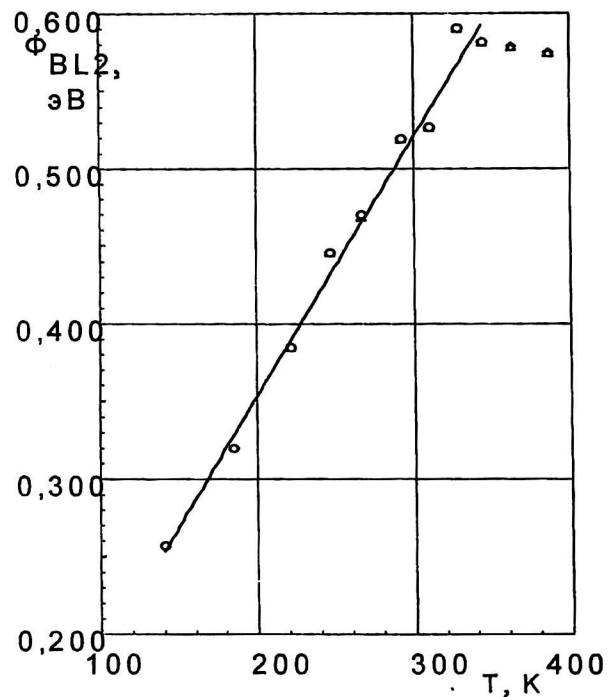
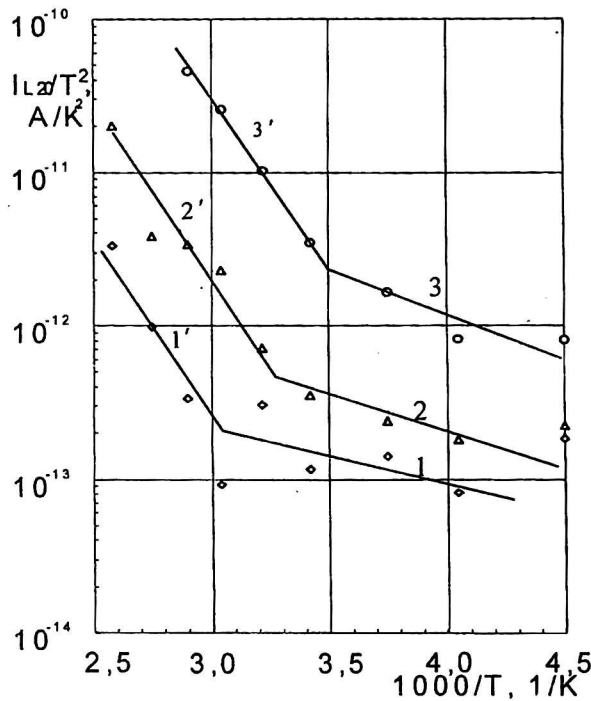


Рис. 3. Зависимости I_{L20}/T^2 от $1/T$ для обратных ветвей ВАХ Ni—nSi ДШ с диаметрами 10 мкм (1, 1'), 100 мкм (2, 2') и 1000 мкм (3, 3') (а); температурные зависимости высоты барьера по периферии контакта Ni—nSi ДШ (б)

При экстраполяции прямых линий к оси ординат на рис. 1, а, рис. 2, а—в, для ДШ с различными d становится ясным, что ток I_{L2} начинает протекать через контакт лишь после приложения напряжения величиной порядка $U_{КР} = 5$ В. Тогда, согласно теории термоэлектронной эмиссии, второй участок (I_{L2}) обратной ветви ВАХ ДШ описывается формулой

$$I_{L2} = S_{L2} A_{L2Э} T^2 \exp(-\Phi_{BL2}/kT) \times \{1 - \exp[q(U - U_C)/n_{L2} kT]\} = I_{L20} \{1 - \exp[q(U - U_C)/n_{L2} kT]\}, \quad (1)$$

где $U_C = U$ при $U \leq U_{КР}$ и $U_C = U_{КР}$ при $U > U_{КР}$.

Здесь S_{L2} — эффективная площадь периферийной области ДШ;

$A_{L2Э}$ — экспериментальное значение постоянной Ричардсона;

Φ_{BL2} — высота потенциального барьера по периферии контакта;

n_{L2} — безразмерный коэффициент.

Остальные обозначения являются общепринятыми.

В таблице представлены эффективные площади S_{L2} активной периферийной поверхности и их ширины h_{L2} (где $h_{L2} = S_{L2}/L$ при значении длины периферии $L \gg d$) для ДШ с различными d . Там же показаны высоты потенциального барьера Φ_{BL2} , сопротивления контакта R_{CL2} , значения безразмерного коэффициента n_{L2} (β) при комнатной температуре. Видно, что они имеют почти постоянные значения для ДШ с различными d . В таблице представлены также высоты барьера Φ_{LS1} по периферии контакта для первого участка обратной ветви ВАХ ДШ при комнатной температуре. Из анализа данных следует, что между Φ_{BL2} и Φ_{LS1} существует следующее соотношение:

$$\Phi_{BL2} = \Phi_{LS1} - \beta q U_C = \Phi_{LS1} - (1/n_{L2}) q U_C,$$

и формула (1) имеет вид

$$I_{L2} = S_L A_{L2Э} T^2 \exp[-(\Phi_{LS1} - \beta q U/kT)] \times \{\exp[-q(U - U_C)/kT] - 1\}.$$

d , мкм	S_{L2} , см ²	h_{L2} , мкм	Φ_{BL2} , эВ	n_{L2}	β	R_{CL2} , Ом·см ²	$\Phi_{BL2}(T)$, эВ	$\Delta\Phi_{BL}$, эВ	α_{LT} , эВ/К	$A_{L2Э}$, А/К ² ·см ²	A_{L2} , А/К ² ·см ²	$g(S_L)$, %	Φ_{LS1} , эВ
10	$7,85 \cdot 10^{-7}$		0,519	87,9	0,011	172	0,045	0,474	$1,62 \cdot 10^{-3}$	$8,9 \cdot 10^{-7}$	151	100	0,575
40	$1,96 \cdot 10^{-6}$	1,56	0,519	94,4	0,011	185	0,059	0,460	$1,58 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-6}$	150	16	0,575
100	$2,36 \cdot 10^{-6}$	0,75	0,519	92,6	0,011	182	0,062	0,457	$1,57 \cdot 10^{-3}$	$1,7 \cdot 10^{-6}$	149	3	0,575
200	$3,14 \cdot 10^{-6}$	0,50	0,519	86,9	0,011	170	0,088	0,431	$1,48 \cdot 10^{-3}$	$4,8 \cdot 10^{-6}$	149	1	0,575
500	$7,07 \cdot 10^{-6}$	0,45	0,519	88,0	0,011	173	0,102	0,417	$1,43 \cdot 10^{-3}$	$8,5 \cdot 10^{-6}$	149	0,4	0,575
1000	$2,36 \cdot 10^{-5}$	0,75	0,519	92,6	0,011	182	0,085	0,434	$1,49 \cdot 10^{-3}$	$4,2 \cdot 10^{-6}$	149	0,3	0,575

Методом ВАХ были определены высоты барьера Φ_{BL2} , безразмерный коэффициент n_{L2} , сопротивления контакта R_{CL2} в широком интервале температур 141–387 К. Температурные зависимости Φ_{BL2} и n_{L2} представлены на рис. 3, б и на рис. 4, а, соответственно. Видно, что с ростом T высота барьера Φ_{BL2} линейно увеличивается, коэффициент n_{L2} сначала уменьшается, а потом начинает увеличиваться. В первом приближении для широкого интервала температур зависимость Φ_{BL2} от T может быть представлена формулой

$$\Phi_{BL2} = \Phi_{BL2}(T) + \alpha_{LT}T.$$

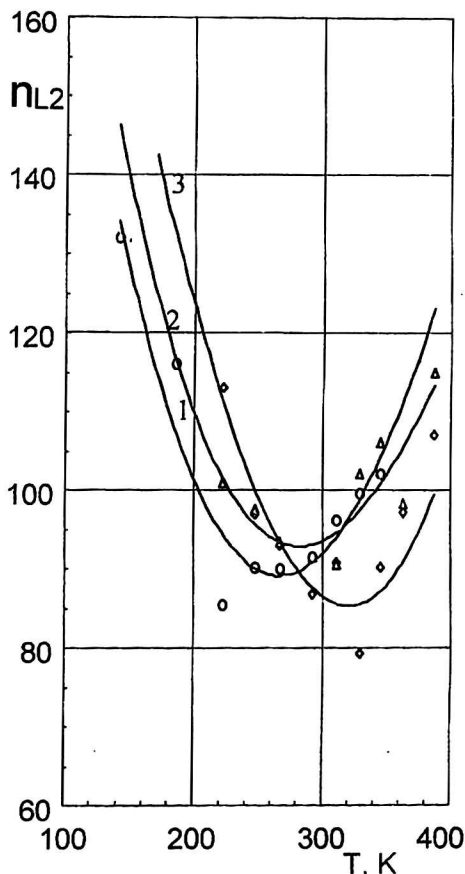
Значения высоты барьера $\Phi_{BL2}(T)$ при $T = 0$ К совпадают со значениями, определенными из зависимостей I_{L20}/T^2 от $1/T$ для ДШ с различными диаметрами, которые занесены в таблицу. Там же представлены разницы высоты барьера $\Delta\Phi_{BL}$ при температурах $T = 0$ и 292 К, а также

соответствующие термические коэффициенты высоты барьера α_{LT} .

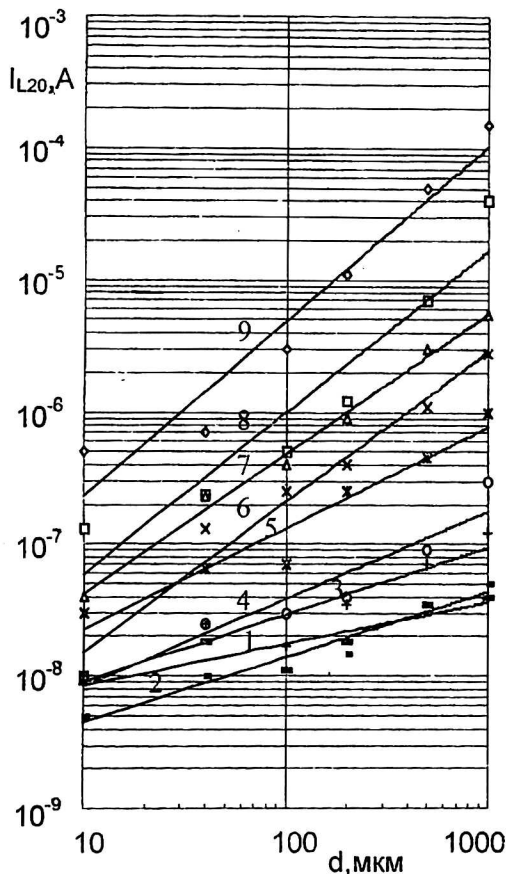
Из зависимостей между I_{L20}/T^2 и $1/T$ видно (см. рис. 3, а), что эти зависимости изображаются ломанной линией, состоящей из двух прямолинейных участков. Путем экстраполяции прямолинейных участков зависимостей I_{L20}/T^2 от $1/T$ к оси I_{L20}/T^2 были определены экспериментальные значения постоянной Ричардсона $A_{L2\Phi}$, которые занесены в таблицу. Установлено, что между теоретическими значениями (A_{L2}) и экспериментальными значениями ($A_{L2\Phi}$) постоянной Ричардсона ДШ имеется следующее соотношение:

$$A_{L2\Phi} = A_{L2} \exp(\alpha_{LT}/k). \quad (2)$$

Численные значения A_{L2} , вычисленные по формуле (2) и приведенные в таблице, находятся в пределах теоретического значения $120 \text{ А/см}^2 T^2$, использованного при определении высоты барьера методом ВАХ при данной температуре.



а



б

Рис. 4. Температурные зависимости безразмерного коэффициента обратной ветви ВАХ в Ni—nSi ДШ с диаметрами 10 мкм — 1; 100 мкм — 2 и 1000 мкм — 3 (а); зависимости токов насыщения I_{L20} обратной ветви ВАХ по периферии контакта от диаметра Ni—nSi диодов Шоттки с тангенсом угла наклона (б): 1 — 0,30; 2 — 0,50; 3 — 0,54; 4 — 0,74; 5 — 0,76; 6 — 1,22; 7 — 1,07; 8 — 1,24; 9 — 1,24, при температурах T (К): 1 — 222; 2 — 247; 3 — 267; 4 — 292; 5 — 311; 6 — 329; 7 — 345; 8 — 363; 9 — 387

На рис. 4, б представлены также зависимости тока насыщения I_{L20} от диаметра ДШ при различных температурах. Видно, что эти зависимости изображаются прямыми линиями. Тангенс угла наклона прямых при относительно высоких T имеет значение, близкое к 1, и с понижением T становится меньше 1. В то же время, как видно из таблицы, с понижением T заметно уменьшается доля $g(S_L)$ площади S_{L2} от общей площади ДШ. Это, видимо, означает, что с понижением T токи локализуются в отдельных участках периферийной области ДШ.

Для интерпретации полученных экспериментальных результатов необходимо учесть особенности электронных процессов на периферийной контактной поверхности реальных ДШ. Электрофизические параметры и соответствующие характеристики реальных выпрямляющих контактов являются интегральными [5, 8]. При заданных конструктивно-технологических и климатических условиях реальный ДШ характеризуется определенными усредненными электрофизическими параметрами. При изменении этих условий, естественно, изменяются как значения, так и особенности усреднения электрофизических параметров реальных ДШ и их функциональных возможностей. При этом наибольшая неравномерность по значению электрофизических параметров имеет место в периферийной области контакта. Согласно энергетической модели двухбарьерных ДШ [8], реальный выпрямляющий контакт металл—полупроводник представляет собой совокупность двух взаимодействующих частей с различными усредненными высотами потенциального барьера. При этом в зависимости от напряжения изменение усредненной низкой высоты барьера определяется аномальным эффектом Шоттки, а усредненной высокой высоты барьера определяется либо аномальным эффектом Шоттки, либо нормальным эффектом Шоттки. Эти особенности двух частей контактных поверхностей проявляют себя в интегральных параметрах в периферийной области реальных ДШ как при низких, так и при относительно высоких обратных напряжениях.

Заключение

Исследование токопрохождения в Ni—nSi ДШ при больших обратных напряжениях показало, что:

характер зависимости обратного тока ДШ от напряжения при начальных низких и за ним

следующих относительно больших напряжениях существенно отличается, но в обоих случаях токопрохождение определяется механизмом термоэлектронной эмиссии. Между первым и вторым участками обратной ветви ВАХ ДШ существует переходный участок, который становится более заметным как при понижении температуры, так и при уменьшении геометрических размеров ДШ;

при относительно больших напряжениях обратный ток ДШ практически полностью состоит из токов, протекающих по периферийной контактной поверхности с шириной порядка 1 мкм, и с ростом напряжения он увеличивается экспоненциально;

высота потенциального барьера по периферии ДШ при комнатной температуре становится приблизительно на 60 мэВ меньше высоты барьера остальной части общей контактной поверхности, и она линейно уменьшается с понижением температуры в широком интервале. Между термическим коэффициентом высоты барьера и измеренным значением постоянной Ричардсона по периферии ДШ существует экспоненциальная зависимость, и значение периферийного термического коэффициента становится на один порядок больше значения соответствующего коэффициента остальной части контакта;

безразмерный коэффициент ВАХ ДШ с ростом температуры сначала уменьшается, а потом начинает увеличиваться. Зависимости между I_{L20}/T^2 и $1/T$ изображаются ломаными линиями, состоящими из двух прямолинейных участков. Высота барьера ДШ, определенная из зависимостей I_{L20}/T^2 от $1/T$, соответствует высоте барьера при $T = 0$ К.

Литература

1. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. — М., 1984. Т. 1.
2. Торхов Н. А., Еремеев С. В.// ФТП. 2000. Т. 34. Вып. 1. С. 106.
3. Стриха В. И., Бузанева Е. В., Радзиевский И. А. Полупроводниковые приборы с барьером Шоттки. — М.: Советское радио, 1974.
4. Родерик Э. Х. Контакты металл—полупроводник. — М.: Радио и связь. 1982.
5. Тонкие пленки: взаимная диффузия и реакции/Под ред. Поута Дж., Ту К., Мейера Дж. — М.: Мир, 1982.
6. Мамедов Р. К.// Прикладная физика. М., 2002. № 4. С. 150.
7. Валиев К. А., Пашицев Ю. И., Петров Г. В. Применение контакта металл—полупроводник в электронике. — М.: Радио и связь, 1981.
8. Мамедов Р. К.//Вестник Бакинского университета. Сер. физ. мат. наук, 2001. № 2. С. 84.

Temperatures dependence of current transport in Schottky diodes under greater reverse voltages

R. K. Mamedov

Baku State University, Baku, Azerbaijan Republic

The current transport in Ni—nSi Schottky diodes with different diameters (10—1000 mkm) under greater reverse voltages investigated in the temperatures interval 141—387 K. Installed that strong increasing current occurs under comparatively greater voltages, near 10 once smaller true avalanche breakdown voltage, this current consists basically from peripheral currents only and it begins exponential increases with the growing voltage. Determined particularities of temperatures dependency of barrier height, of contact resistance, of non-dimensional factor, widths and areas of active surface and other parameters on peripheries of Schottky diodes.